N° d'enregistrement
au C.N.R.S.
A. O. 6856

ARTICLE PRINCIPAL

Recouvrant en Partie

LA THESE DE DOCTORAT D'INGENIEUR EN PHYSIQUE

Presentée

A L'UNIVERSITE PARIS VI

par

M. A. ROEDERER

pour obtenir

le grade de Docteur-Ingenieur

Sujet de la Thèse : Interaction d'une Onde Plane et d'un Reseau Plan de Guides Rectangulaires à Parois Epaisses

Soutenue le 20 mars 1972 devant la Commission d'Examen

MM. FOURNET — President

ROUBINE — Examinateurs

DRABOWITCH

N° d'enregistrement
au C.N.R.S.
A. O. 6856

ARTICLE PRINCIPAL

Recouvrant en Partie

LA THESE DE DOCTORAT D'INGENIEUR EN PHYSIQUE

Presentée

A L'UNIVERSITE PARIS VI

par

M. A. ROEDERER

pour obtenir

le grade de Docteur-Ingenieur

Sujet de la Thèse : Interaction d'une Onde Plane et d'un Reseau Plan de Guides Rectangulaires à Parois Epaisses

Soutenue le 20 mars 1972 devant la Commission d'Examen

MM. FOURNET — President
ROUBINE — Examinateurs
DRABOWITCH

A. RŒDERER

Thomson-CSF

Etude des réseaux finis de guides rectangulaires à parois épaisses

Résumé

Dans cet article, il est présenté une méthode d'étude de la réponse d'un réseau fini de guides rectangulaires à une onde plane incidente. Elle permet, en particulier, de prévoir le diagramme élémentaire et d'analyser la distribution du champ réfléchi.

De tels renseignements sont utiles pour l'étude des réseaux à déphasages et des réseaux réflecteurs ou des lentilles artificielles. L'exploitation de la méthode implique des calculs longs dont on se borne à donner le point de départ et les principales étapes, et une part importante d'analyse numérique et de programmation.

Pour des réseaux de pas inférieur à la longueur d'onde, les résultats des calculs sont d'une précision suffisante pour la plupart des applications, comme le montre la comparaison des résultats des calculs et des mesures faites, présentée pour un réseau de 169 guides.

1. Introduction

Ces dernières années, les réseaux à grand nombre d'éléments ont fait l'objet de nombreuses publications, en raison surtout de la récente fiabilité des déphaseurs numériques et à ferrites qui permet la production industrielle de réseaux à balayage électronique pouvant comporter plusieurs milliers d'éléments, réseaux dont les performances et la souplesse d'utilisation dépassent de loin celles des antennes classiques pour beaucoup d'applications.

Les réseaux plans infinis de guides rectangulaires, en particulier, ont été étudiés par de nombreux chercheurs.

Galindo et Wu [1] ont calculé les diagrammes élémentaires en plan H et « quasi plan E » pour des réseaux de guides à parois épaisses.

Farell et Kuhn [2], ainsi que Diamond [3] ont étudié ces mêmes réseaux à l'émission, de manière plus complète, utilisant des développements modaux des champs.

La méthode des « waveguides simulators » a aussi été appliquée dans ce domaine par quelques auteurs [4, 5].

Une méthode utilisant le spectre d'ondes planes des ondes guidées a été appliquée à l'étude de ces mêmes réseaux en plan H par Roger [6].

Un phénomène d'aveuglement (blindness effect), mis en évidence dans les diagrammes élémentaires en plan E, a été étudié, en particulier, par Knittel et Oliner [7, 8].

La plupart de ces auteurs ont abordé le problème des réseaux fonctionnant à l'émission.

La présente étude est faite à la réception, ce qui apporte des informations supplémentaires sur le champ réfléchi par le réseau, informations dont il est utile de disposer pour la conception d'un réseau réflecteur ou d'une lentille artificielle constituée par des guides.

Il est apparu que, dans certains cas, le comportement d'un élément de réseau fini à grand nombre de sources pouvait différer de manière importante de celui du même élément dans un réseau infini.

Il est présenté ici une méthode générale fondée sur le principe de superposition, permettant de prévoir le diagramme d'un élément de réseau fini à partir de celui du même élément dans un réseau infini.

Diamond, dans une publication récente [9], fait allusion à un procédé de ce genre sans pourtant le décrire de manière détaillée.

* Article reçu en décembre 1970.

UNIV. LEIDEN BIBL.

2. Analyse de la distribution du champ électromagnétique

La figure 1 représente un réseau plan de guides rectangulaires, épais et une onde plane dont la direction d'incidence est caractérisée par les angles φ_i et θ_i, la polarisation par l'angle α_i. Le milieu extérieur est le vide. Il est supposé que les guides sont de longueur infinie dans la direction des z négatifs.

On se propose de calculer le champ électromagnétique résultant de l'interaction de l'onde et du réseau.

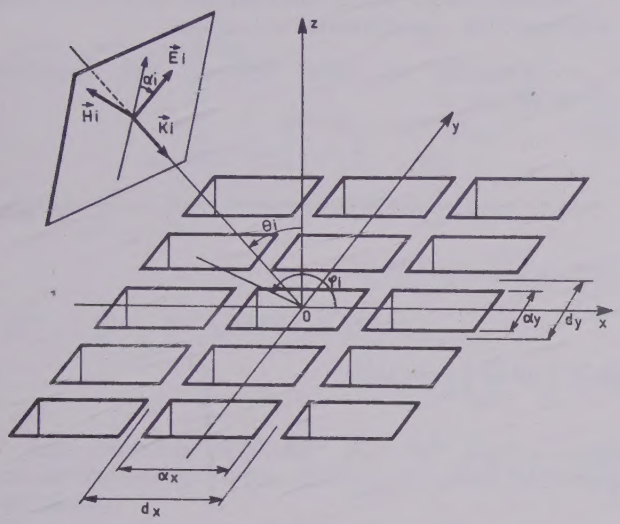

FIG. 1. — Réseau infini de guides rectangulaires à parois épaisses.

2.1. Champ à l'extérieur du réseau

Du fait de la périodicité du réseau et de l'uniformité de l'onde incidente, le champ réfléchi peut être décomposé en modes par application du théorème de FLOQUET [10].

Un facteur $\exp(j\omega t)$ est implicité. Le mode m, n (m et n varient de $-\infty$ à $+\infty$) est caractérisé par la fonction :

$$U_d'^{mn}(x, y, z) = \exp(jk_x'^m x)\exp(jk_y'^n y)\exp(-jk_z'^{mn} z)$$

où :

$$k_x'^m = k_0 \sin\theta_i \cos\varphi_i + \frac{2m\pi}{dx}$$

$$k_y'^n = k_0 \sin\theta_i \sin\varphi_i + \frac{2n\pi}{dy} \qquad (1)$$

$$k_z'^{mn} = [k_0^2 - (k_x'^{m2} + k_y'^{n2})]^{1/2} \qquad \text{si } k_0^2 \geqslant k_x'^{m2} + k_y'^{n2}$$

$$= -j[(k_x'^{m2} + k_y'^{n2}) - k_0^2]^{1/2} \qquad \text{si } k_0^2 < k_x'^{m2} + k_y'^{n2}$$

$$k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0}$$

λ_0 est la longueur d'onde de l'onde incidente.

Les modes pour lesquels $k_z'^{mn}$ est réel, sont des ondes planes se propageant dans des directions quantifiées, le mode $m = 0$, $n = 0$ en particulier, correspond à la réflexion spéculaire. Les modes pour lesquels $k_z'^{mn}$ est imaginaire pur, correspondent à des ondes se propageant le long du réseau, dans des directions quantifiées et s'atténuant exponentiellement dans le sens des z positifs.

Pour simplifier les calculs, on décomposera chacun des modes en deux modes TE et TM, respectivement caractérisés par $E_z = 0$ et $H_z = 0$. Il est clair que le caractère complet de la décomposition n'est pas affecté par cette procédure.

Les modes TE_{mn} et TM_{mn} étant respectivement d'amplitudes complexes V'_{mn} et W'_{mn}. Les équations de Maxwell donnent les composantes du champ diffracté par le réseau :

$$E'_x = \sum_{-\infty}^{+\infty}\sum_{-\infty}^{+\infty} (V'_{mn}\omega\mu_0 k_y'^n + W'_{mn}k_x'^m k_z'^{mn}) U_d'^{mn}(x, y, z)$$

$$E'_y = \sum_{-\infty}^{+\infty}\sum_{-\infty}^{+\infty} (-V'_{mn}\omega\mu_0 k_x'^m + W'_{mn}k_y'^n k_z'^{mn}) U_d'^{mn}(x, y, z)$$

$$E'_z = \sum_{-\infty}^{+\infty}\sum_{-\infty}^{+\infty} W'_{mn}(k_x'^{m2} + k_y'^{n2}) U_d'^{mn}(x, y, z) \qquad (2)$$

$$H'_x = \sum_{-\infty}^{+\infty}\sum_{-\infty}^{+\infty} (V'_{mn}k_x'^m k_z'^{mn} - W'_{mn}\omega\varepsilon_0 k_y'^n) U_d'^{mn}(x, y, z)$$

$$H'_y = \sum_{-\infty}^{+\infty}\sum_{-\infty}^{+\infty} (V'_{mn}k_y'^n k_z'^{mn} + W'_{mn}\omega\varepsilon_0 k_x'^m) U_d'^{mn}(x, y, z)$$

$$H'_z = \sum_{-\infty}^{+\infty}\sum_{-\infty}^{+\infty} V'_{mn}(k_x'^{m2} + k_y'^{n2}) U_d'^{mn}(x, y, z)$$

ω est la pulsation de l'onde incidente,

ε_0 la permittivité absolue du milieu extérieur,

μ_0 sa perméabilité absolue.

Pour obtenir le champ électromagnétique total à l'extérieur du réseau, il convient d'ajouter le champ incident dont les composantes sont les suivantes :

$$E'_{x_i} = E'_i[\sin\varphi_i \sin\alpha_i - \cos\alpha_i \cos\theta_i \cos\varphi_i]\, U'_i(x, y, z)$$

$$E'_{y_i} = E'_i[-\cos\alpha_i \cos\theta_i \sin\varphi_i - \cos\varphi_i \sin\alpha_i]\, U'_i(x, y, z)$$

$$E'_{z_i} = E'_i \cos\alpha_i \sin\theta_i\, U'_i(x, y, z) \qquad (3)$$

$$H'_{x_i} = \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}}\, E'_i[-\sin\varphi_i \cos\alpha_i - \sin\alpha_i \cos\theta_i \cos\varphi_i] \times U'_i(x, y, z)$$

$$H'_{y_i} = \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}}\, E'_i[-\sin\varphi_i \sin\alpha_i + \cos\varphi_i \cos\alpha_i] \times U'_i(x, y, z)$$

$$H'_{z_i} = \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}}\, E'_i \sin\alpha_i \sin\theta_i\, U'_i(x, y, z)$$

où :

E'_i est l'amplitude complexe du champ électrique incident.

$$U'_i(x, y, z) = \exp\left[jk_0 (x \sin\theta_i \cos\varphi_i + y \sin\theta_i \sin\varphi_i + z \cos\theta_i)\right] . \quad (4)$$

2.2. Champ à l'intérieur d'un guide

On ne développera le champ que dans un guide, le champ dans les autres guides pouvant s'en déduire par introduction d'un déphasage.

On utilisera les modes classiques TE et TM des guides rectangulaires. H_{pq} et E_{pq} caractérisent les modes TE_{pq} et TM_{pq} respectivement. Les composantes du champ électromagnétique dans un guide sont données ci-dessous :

$$\begin{aligned}
E_x &= \sum_{p=0}^{\infty}\sum_{q=0}^{\infty} (H_{pq} j\omega\mu k_y^q + E_{pq} j k_x^p k_z^{pq}) \cos k_x^p\left(x+\frac{a_x}{2}\right) \times \sin k_y^q\left(y+\frac{a_y}{2}\right) \exp(jk_z^{pq} z) \\
E_y &= \sum_{p=0}^{\infty}\sum_{q=0}^{\infty} (-H_{pq} j\omega\mu k_x^p + E_{pq} j k_y^q k_z^{pq}) \sin k_x^p\left(x+\frac{a_x}{2}\right) \times \cos k_y^q\left(y+\frac{a_y}{2}\right) \exp(jk_z^{pq} z) \\
E_z &= \sum_{p=0}^{\infty}\sum_{q=0}^{\infty} E_{pq} (k_x^{p^2} + k_y^{q^2}) \sin k_x^p\left(x+\frac{a_x}{2}\right) \times \sin k_y^q\left(y+\frac{a_y}{2}\right) \exp(jk_z^{pq} z) \\
H_x &= \sum_{p=0}^{\infty}\sum_{q=0}^{\infty} (-H_{pq} j k_x^p k_z^{pq} + E_{pq} j\omega\varepsilon k_y^q) \sin k_x^p\left(x+\frac{a_x}{2}\right) \times \cos k_y^q\left(y+\frac{a_y}{2}\right) \exp(jk_z^{pq} z) \\
H_y &= \sum_{p=0}^{\infty}\sum_{q=0}^{\infty} (-H_{pq} j k_y^q k_z^{pq} - E_{pq} j\omega\varepsilon k_x^p) \cos k_x^p\left(x+\frac{a_x}{2}\right) \times \sin k_y^q\left(y+\frac{a_y}{2}\right) \exp(jk_z^{pq} z) \\
H_z &= \sum_{p=0}^{\infty}\sum_{q=0}^{\infty} H_{pq} (k_x^{p^2} + k_y^{q^2}) \cos k_x^p\left(x+\frac{a_x}{2}\right) \times \cos k_y^q\left(y+\frac{a_y}{2}\right) \exp(jk_z^{pq} z)
\end{aligned} \quad (5)$$

où :

ε est la permittivité absolue du milieu intérieur aux guides,

μ est sa perméabilité absolue,

$$k_x^p = \frac{p\pi}{a_x} \qquad k_y^q = \frac{q\pi}{a_y} \qquad k = \omega(\varepsilon\mu)^{1/2} .$$

$$k_z^{pq} = \begin{cases} [k^2 - (k_x^{p^2} + k_y^{q^2})]^{1/2} & \text{si } k^2 \geqslant k_x^{p^2} + k_y^{q^2} \\ -j[(k_x^{p^2} + k_y^{q^2}) - k^2]^{1/2} & \text{si } k^2 < k_x^{p^2} + k_y^{q^2} \end{cases} \quad (6)$$

2.3. Continuité du champ transversal dans le plan du réseau

Les deux décompositions décrites par les systèmes (2), (3) d'une part, et (5) d'autre part, doivent donner, sur l'embouchure de chaque cornet, les mêmes valeurs de champ.

Sur les parois, il suffit d'écrire que les deux composantes E_x et E_y du champ électrique sont nulles.

Les conditions de raccordement dans le plan $z = 0$, sont les suivantes :

$$E'_{x_i} + E'_x = E_x \quad (7)$$

$$E'_{y_i} + E'_y = E_y \quad (8)$$

$$H'_{x_i} + H'_x = H_x \quad (9)$$

$$H'_{y_i} + H'_y = H_y \quad (10)$$

Tenant compte des conditions aux limites, on peut effectuer les quadratures suivantes :

— Multiplier les deux membres des équations (7) et (8) par :

$$\exp(-jk_x'^m x) \exp(-jk_y'^n y)$$

et intégrer sur la surface d'une cellule à gauche et sur celle de l'ouverture d'un cornet à droite.

Cela fournit un système de deux doubles infinités d'équations où figurent à gauche, isolées par les quadratures, les amplitudes V'_{mn} et W'_{mn} des modes externes, et à droite des combinaisons linéaires des amplitudes des modes internes H_{pq} et E_{pq} (équations type (11) et (12)).

— Multiplier les deux membres des équations (9) et (10) par :

$$\sin k_x^p\left(x+\frac{a_x}{2}\right) \cos k_y^q\left(y+\frac{a_y}{2}\right)$$

et

$$\cos k_x^p\left(x+\frac{a_x}{2}\right) \sin k_y^q\left(y+\frac{a_y}{2}\right)$$

respectivement, et intégrer des deux côtés sur l'embouchure d'un cornet.

On obtient alors un système de deux doubles infinités d'équations où figurent, à gauche des combinaisons linéaires des amplitudes modales externes V'_{mn} et W'_{mn}, et à droite, isolées par les quadratures, les amplitudes H_{pq} et E_{pq} des modes internes (équations type (13) et (14)).

Une équation de chacun de ces systèmes est écrite ci-dessous :

$$A'^{mn}_{ix} + \alpha'^{mn}_{x} V'_{mn} + \beta'^{mn}_{x} W'_{mn} = \sum_{p=0}^{\infty} \sum_{q=0}^{\infty} \alpha_x^{mnpq} H_{pq} + \beta_x^{mnpq} E_{pq} \qquad (11)$$

$$A'^{mn}_{iy} + \alpha'^{mn}_{y} V'_{mn} + \beta'^{mn}_{y} W'_{mn} = \sum_{p=0}^{\infty} \sum_{q=0}^{\infty} \alpha_y^{mnpq} H_{pq} + \beta_y^{mnpq} E_{pq} \qquad (12)$$

$$B'^{pq}_{ix} + \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \gamma'^{pqmn}_{x} V'_{mn} + \delta'^{pqmn}_{x} W'_{mn} = \gamma_x^{pq} H_{pq} + \delta_x^{pq} E_{pq} \qquad (13)$$

$$B'^{pq}_{iy} + \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \gamma'^{pqmn}_{y} V'_{mn} + \delta'^{pqmn}_{y} W'_{mn} = \gamma_y^{pq} H_{pq} + \delta_y^{pq} E_{pq} \qquad (14)$$

Les quantités A'^{mn}_{ix}, A'^{mn}_{iy}, B'^{pq}_{ix}, B'^{pq}_{iy} sont connues et dépendent de l'onde incidente et de la géométrie du réseau.

Les coefficients α, β, γ, δ, sont également connus et ne dépendent que de la direction de l'onde incidente (non de sa polarisation) et de la géométrie du réseau.

3. Résolution

La résolution du système décrit par les équations (11) (12), (13) et (14) ne présente aucune difficulté de principe, si l'on accepte a priori de limiter le nombre de modes tant internes qu'externes pris en considération.

Les V'_{mn} et W'_{mn} tirés de (11) et (12) sont reportés dans (13) et (14) qui deviennent deux systèmes où les inconnues sont les H_{pq} et les E_{pq}.

Après limitation du nombre d'équations, la matrice complexe obtenue est inversée par ordinateur, et l'on obtient les valeurs complexes de H_{pq} et E_{pq}. Ces valeurs sont ensuite reportées dans (11) et (12) qui fournissent les amplitudes complexes V'_{mn} et W'_{mn}.

Les systèmes représentés par (11) (12) (13) et (14), mêmes tronqués, impliquent la conservation de l'énergie qui ne peut donc être utilisée pour étudier la convergence. Pour des cornets de dimensions transversales inférieures à la longueur d'onde, la convergence est rapide et les résultats ne varient plus de manière appréciable pour des nombres de modes internes supérieurs à 12 et externes supérieurs à 25.

La connaissance des amplitudes modales à l'intérieur des guides et à l'extérieur du réseau permet le calcul des coefficients de transmission et de réflexion pour diverses incidences et polarisations, celui du diagramme d'un cornet en présence des autres, renseignements utiles pour l'étude d'un réseau à très grand nombre d'éléments.

Cependant, l'existence de couplage très progressif due aux modes évanescents externes rend inexacts, comme l'a montré l'expérience, ces résultats pour des réseaux à nombre de cornets moyen ou faible. On a donc été amené à mettre au point une méthode permettant de passer de la réponse du réseau infini à celle d'un réseau fini.

4. Extension au cas du réseau fini

4.1. Principe de la méthode

La réponse d'un réseau infini à une onde plane, a été étudiée ci-avant ; en vertu du principe de superposition, la réponse du même réseau à une combinaison linéaire d'ondes planes, devient calculable.

On utilisera une méthode comparable à celle exposée par ROGER [6] pour appliquer ce principe au passage du réseau infini au réseau fini.

La figure 2 représente un réseau infini couvert d'une plaque de matériau parfaitement absorbant, percée d'une ouverture finie.

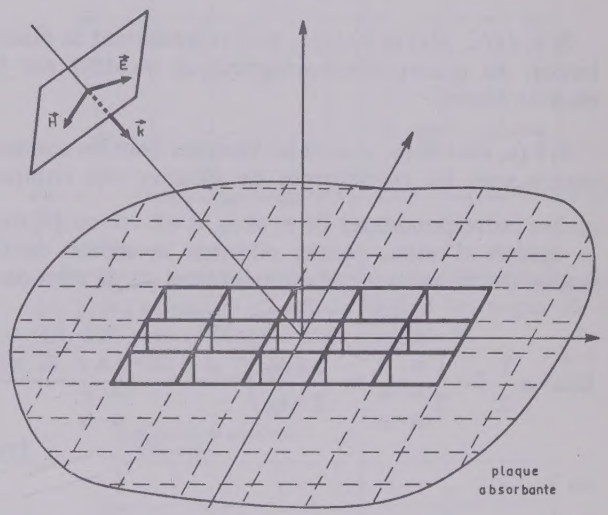

FIG. 2. — Ouverture finie pratiquée sur un réseau infini couvert d'une plaque absorbante.

La réponse d'un tel système à une onde plane, doit être la même que celle du réseau fini correspondant à l'ouverture, à un faisceau de rayons parallèles, l'illuminant entièrement, réponse que l'on cherche à calculer.

De plus, en première approximation, la situation représentée sur la figure 2 est identique à celle qu'on aurait en supprimant la plaque d'absorbant et en remplaçant l'onde plane par un faisceau de rayons parallèles de même direction d'incidence que celle-ci et découpant sur le plan du réseau la même surface que celle qui était découpée dans la plaque.

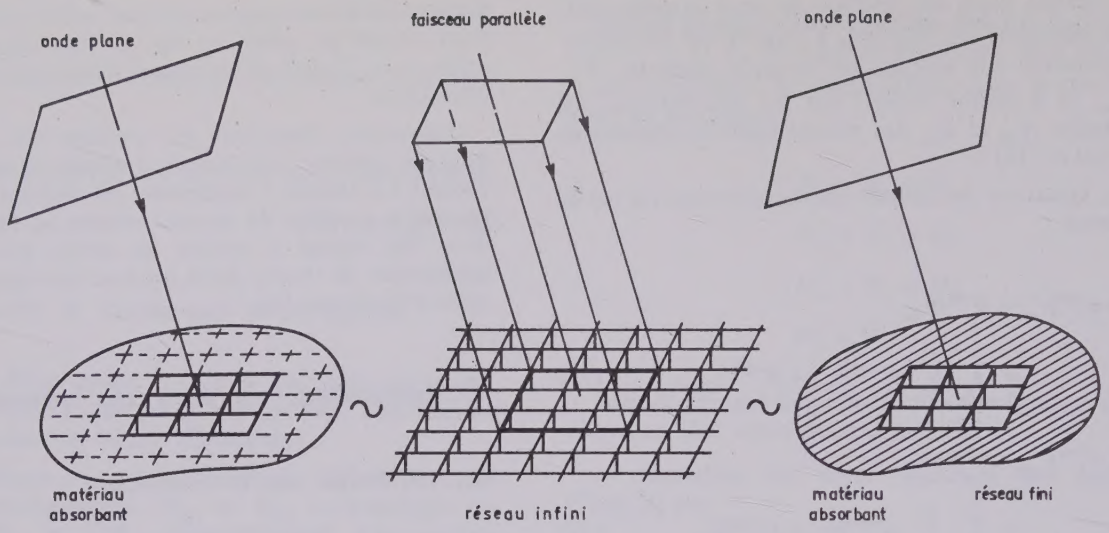

FIG. 3. — Représentations quasi équivalentes pour l'interaction d'une onde plane avec un réseau fini.

Ces équivalences sont schématiquement représentées sur la figure 3.

4.2. Calcul de la réponse du réseau fini à un faisceau parallèle

Si $\vec{e}_i\,(x/\lambda, y/\lambda)$ et $\vec{h}_i\,(x/\lambda, y/\lambda)$ représentent la distribution du champ électromagnétique incident sur le plan du réseau.

Si $\vec{\mathcal{E}}\,(u, v)$ et $\vec{\mathcal{H}}\,(u, v)$ sont les vecteurs dont les composantes sont les transformés de Fourier des composantes correspondantes de $\vec{e}_i$ et $\vec{h}_i$, il est connu [6] que le spectre d'ondes planes donnant la même distribution de champ sur le réseau s'obtient par la relation :

$$\vec{E}(\vec{u}) = \frac{1}{2}\,\vec{\mathcal{E}} - \frac{1}{2}\frac{\vec{u}\cdot\vec{\mathcal{E}}}{\vec{u}\cdot\vec{n}}\,\vec{n} - \frac{1}{2}\left(\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}\right)^{1/2}\frac{\vec{n}\wedge\vec{\mathcal{H}} - (\vec{n}\wedge\vec{\mathcal{H}}\cdot\vec{u})\vec{u}}{\vec{u}\cdot\vec{n}} \tag{15}$$

où :

$\vec{u}$ est le vecteur unitaire de la direction d'incidence,

$\vec{E}\,(\vec{u})$ la champ électrique de l'onde plane correspondante,

$\vec{n}$ est le vecteur unitaire de la normale sortante au réseau.

En appliquant la relation (15) à un faisceau de vecteurs d'incidence, $\vec{u}_i$ défini comme sur la figure 1 par les angles φ_i, θ_i et α_i, et illuminant sur le réseau une surface rectangulaire de côtés Ax et Ay suivant les axes Ox et Oy, on obtient facilement le spectre d'onde plane équivalent à un tel faisceau [11].

Pour une polarisation quelconque, les résultats sont complexes. On fera les calculs dans le cas simple d'un faisceau TM d'incidence parallèle au plan $x = 0$, d'angle d'incidence θ_i ; dans ces conditions, on trouve le spectre suivant :

$$\vec{E}_x(\vec{u}) \equiv 0$$

$$\vec{E}_y(\vec{u}) = \frac{1}{2}\,\frac{\sin[\pi(v-v_i)\,A_y/\lambda]}{\pi(v-v_i)}\cos\theta\left(1+\frac{\cos\theta_i}{\cos\theta}\right) \tag{16}$$

$$\vec{E}_z(\vec{u}) = \frac{1}{2}\,\frac{\sin[\pi(v-v_i)\,A_y/\lambda]}{\pi(v-v_i)}\sin\theta\left(1+\frac{\cos\theta_i}{\cos\theta}\right)$$

où : $v = \sin\theta$, $v_i = \sin\theta_i$.

On posera :

$$F(v-v_i) = \frac{\sin[\pi(v-v_i)\,A_y/\lambda]}{\pi(v-v_i)}\,.$$

Si l'on connaît la réponse $T_{in}\,(v_i)$ du réseau infini à une onde plane TM d'angle d'incidence θ_i, on obtiendra, par superposition, celle du réseau fini $T_f(v_i)$ par l'opération :

$$T_f(v_i) \simeq \int_{-1}^{1}\frac{1}{2}\,F(v-v_i)\left[1+\frac{(1-v_i^2)^{1/2}}{(1-v^2)^{1/2}}\right]T_{in}(v)\,dv\,. \tag{17}$$

On fait une approximation en limitant le domaine d'intégration à $[-1, 1]$ ce qui revient à ne considérer que des directions d'incidence réelles, ce qui est d'autant plus valable que les dimensions du réseau sont grandes devant la longueur d'onde et c'est le cas le plus fréquent. Les résultats sont également faussés quand θ_i s'approche de $\pi/2$, comme on le verra plus loin en comparant les résultats théoriques et expérimentaux.

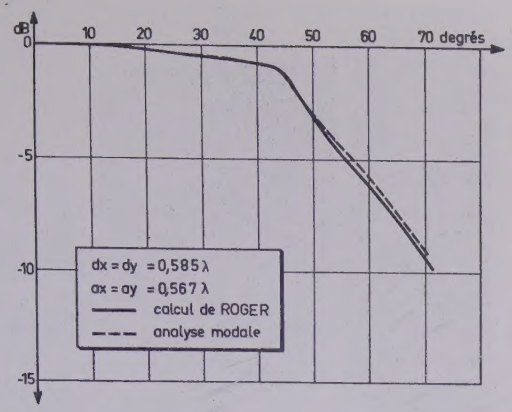

FIG. 4. — Diagramme élémentaire plan *H*. Réseau infini.

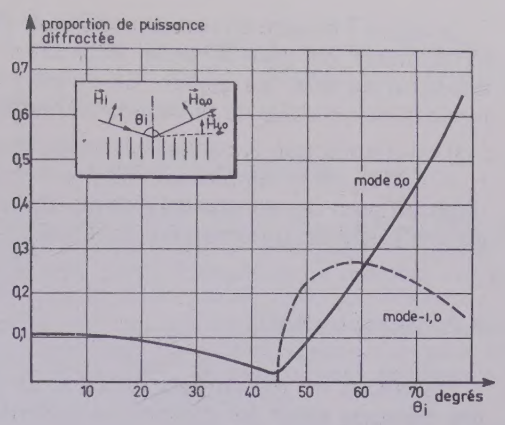

FIG. 5. — Puissance dans les modes diffractés plan *H*. Réseau infini.

On obtient en plan *H*, une relation similaire à (17). L'étude dans les plans intermédiaires est plus complexe, mais faisable.

5. Résultats

On a étudié le cas d'un réseau de cornets, à maille carrée de pas, $dx = dy = 0{,}585\ \lambda$. Les dimensions intérieures des cornets sont $a_x = a_y = 0{,}567\ \lambda$.

5.1. Réseau infini

L'étude a été faite en plan *H*, en plan *E* et dans les plans à 45°. La figure 4 montre le diagramme plan *H* d'un élément en présence des autres, les cornets étant vides. Les résultats sont les mêmes que ceux de ROGER [6] calculés pour un réseau unidimensionnel.

La figure 5 montre la répartition modale de la puissance diffractée pour une puissance incidente de 1. L'apparition du mode [−1, 0] se fait à 45° d'incidence et correspond, à l'émission, à l'apparition du lobe du réseau. Ces calculs sont faits en plan *H*.

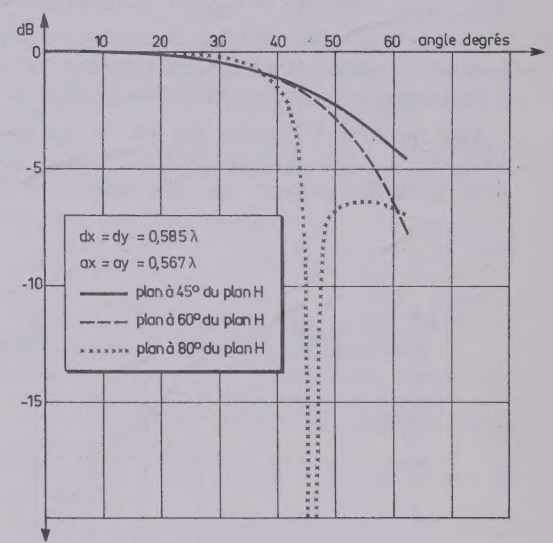

FIG. 6. — Diagrammes élémentaires plans obliques. Réseau infini.

La figure 6 montre le diagramme élémentaire dans des plans normaux au réseau faisant des angles de 45°, 60°, 80° respectivement avec le plan *H*.

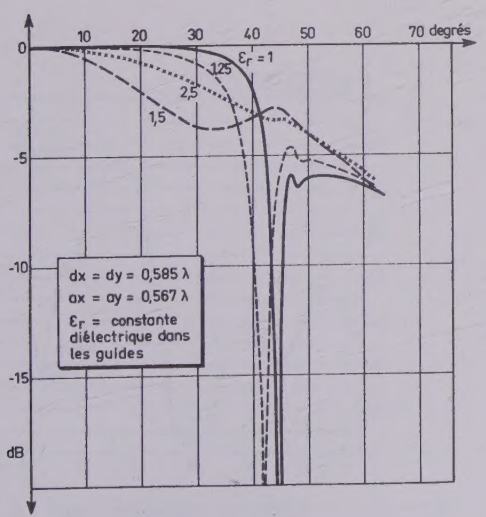

FIG. 7. — Diagrammes élémentaires plan *E*. Réseau infini.

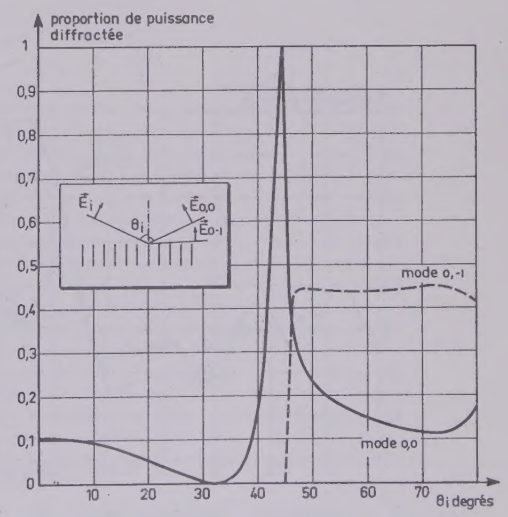

FIG. 8. — Puissance dans les modes diffractés plan *E*. Réseau infini.

La figure 7 montre un certain nombre de diagrammes élémentaires en plan E pour différentes constantes diélectriques dans les guides. La figure 8 montre les répartitions modales de puissance diffractée en plan E.

Il est à noter que la crevasse présente pour $\varepsilon_r = 1$ et $\varepsilon_r = 1{,}25$ (ε_r est la permittivité relative dans les guides), disparaît pour des constantes plus élevées au détriment du coefficient de transmission du réseau.

5.2. Réseau fini

Un réseau de 169 cornets carrés a été réalisé avec des éléments ayant les dimensions indiquées ci-avant. Une photographie de cette maquette est donnée sur la figure 9.

La figure 10 montre les diagrammes plan H mesurés et calculés. La figure 11 montre les diagrammes plan E.

Le coefficient de réflexion du réseau a également été mesuré en plans H et E. Les résultats théoriques et expérimentaux sont comparés sur les figures 12 et 13.

Des mesures effectuées sur un réseau carré de 25 sources ont également donné des résultats concordant avec ceux des calculs. La coïncidence est cependant moins bonne que pour le réseau 13×13 en raison de la limitation à des angles réels du spectre du faisceau incident.

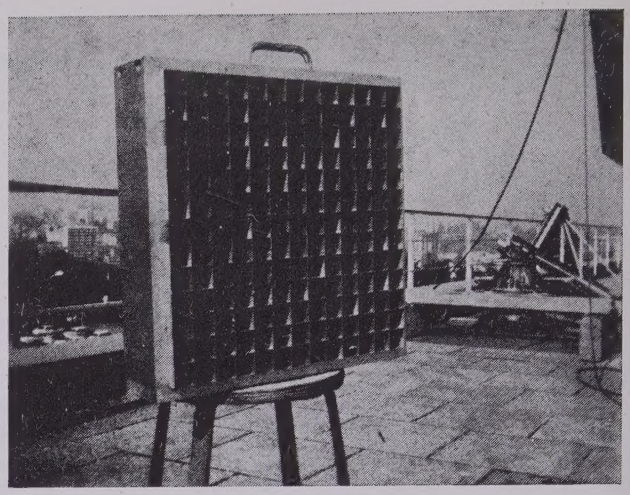

FIG. 9. — Maquette d'un réseau à $13 \times 13 = 169$ cornets carrés.

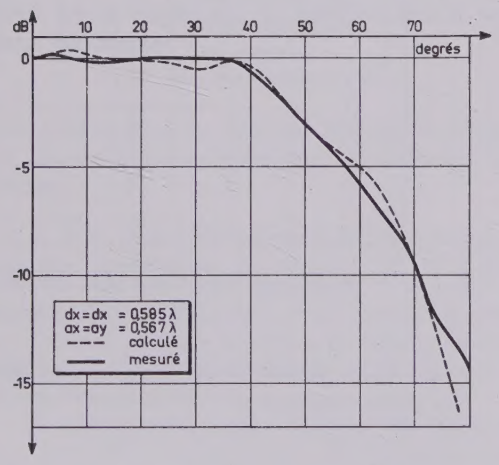

FIG. 10. — Diagramme élémentaire plan H. Réseau 13×13.

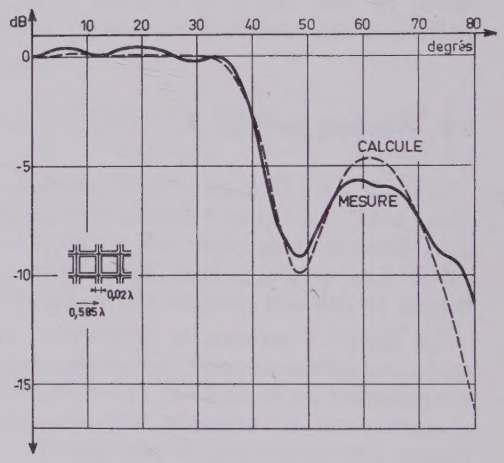

FIG. 11. — Diagramme élémentaire plan E. Réseau 13×13 éléments

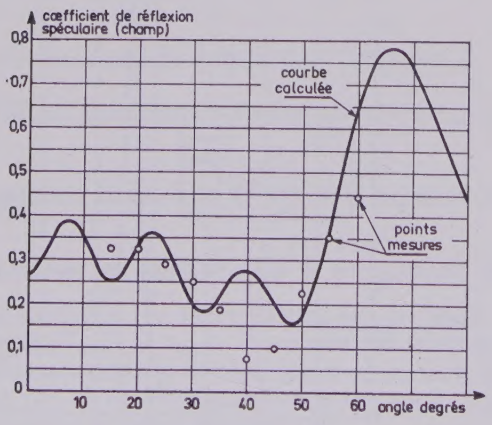

FIG. 12. — Reflexion spéculaire plan H. Réseau 13×13 $dx = dy = 0{,}585\ \lambda$, $a_x = a_y = 0{,}567\ \lambda$.

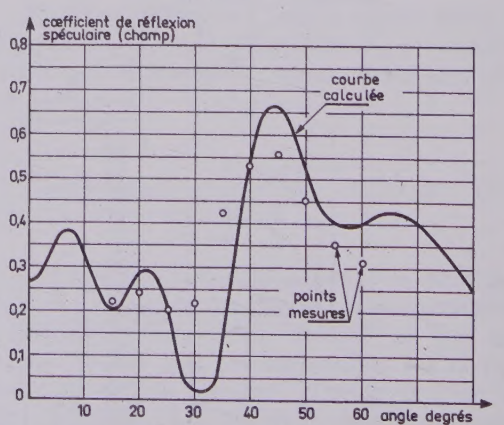

FIG. 13. — Réflexion spéculaire plan E. Réseau 13×13 $dx = dy = 0{,}585\ \lambda$, $a_x = a_y = 0{,}567\ \lambda$.

Cette approximation limite certainement le domaine d'application de la méthode, et il semblerait souhaitable de perfectionner le procédé pour permettre le passage d'une géométrie infinie à une ouverture finie de dimensions quelconques.

6. Conclusion

Cette méthode d'analyse des réseaux infinis à la réception permet de prévoir, avec une bonne précision, quel sera le comportement d'un réseau comportant un grand nombre de cornets. Elle met, en particulier, en évidence le phénomène d'aveuglement en plan *E* et permet d'en étudier les variations avec certains paramètres du réseau. Par ailleurs, elle fournit la répartition du champ réfléchi, ce qui est particulièrement utile si le réseau est destiné à être illuminé par une source primaire (réseau réflecteur actif, lentille).

La méthode de passage de la réponse d'un réseau infini à celle d'un réseau fini, peut s'appliquer à des réseaux d'éléments quelconques. L'analyse du cas infini étant généralement plus simple, le procédé présenté ici peut avoir des applications nombreuses.

Dans le cas d'un réseau de guides carrés, la méthode a donné une précision comparable à celle des mesures.

7. Remerciements

L'auteur tient à remercier Monsieur le Professeur E. Roubine ainsi que M. S. Drabowitch, Chef du Service Antennes à la Compagnie Thomson-CSF, pour l'aide appréciable qu'ils lui ont apportée.

Il remercie également M. J. Roger, Ingénieur à la Compagnie Thomson-CSF, pour les utiles suggestions qu'il lui a faites.

Bibliographie

[1] Galindo V. and Wu C.P. — Numerical solution for an infinite phased array of rectangular waveguides with thick walls. IEEE Transactions on Antennas and Propagation, vol. AP-14, March 1966, pp. 149-157.

[2] Farell G.F. Jr and Kuhn D.H. — Mutual coupling in infinite planar arrays of rectangular waveguide Horns. IEEE Transactions on antennas and propagation, vol. AP-16, July 1968, pp. 405-414.

[3] Diamond B.L. — Resonance phenomena in waveguide arrays. IEEE AP International Symposium Digest 1967, pp. 110-115.

[4] Gregorwich W.S., Hessel A., Knittel G.H. and Oliner A.A. — A waveguide simulator for the determination of phased array resonance. IEEE G - AP International Symposium Digest, pp. 134-141, September 1968.

[5] Hannan P.W. — Discovery of an array surface wave in a simulator. IEEE Transactions on antennas and propagation, vol. AP-15, pp. 574-576, July 1967.

[6] Roger J.. — Antenne réseau à balayage programmable. Compagnie Française Thomson-Houston. Rapport interne CFTH, septembre 1967.

[7] Knittel G.H. and Oliner A.A. — Element pattern nulls in phased arrays and their relation to guided waves. Proceeding IEEE, vol. 56, pp. 1822-1836, November 1968.

[8] Oliner A.A. — On blindness in large phased arrays. URSI Symposium on Electromagnetic waves. *Alta Frequenzia*, vol. 28, n° spécial, Maggio 1969.

[9] Diamond B.L. — Small arrays. Their analysis and their use for the design of array elements. Polytechnic institute of Brooklyn 1970. Phased array antenna symposium digest, pp. 52-54.

[10] Collin R.E., Zucker F.J. — Antenna theory, Part II, pp. 186-187.

[11] Papoulis A. — System and Transforme with applications to optics. McGraw-Hill 1968, pp. 328 ssq.

Antoine ROEDERER, né en 1943. Ing. Radio ESE, Master of Science University of California Berkeley. Ingénieur à la Compagnie Thomson C.S.F. Division R.S., 1, rue des Mathurins, BP n° 10, 92-Bagneux. Tél. 655.11.22.